

Negative branch의 불안정 공진기를 갖는 슬랩형 도파관 CO₂ 레이저

論文
52C-12-8

The Slab Waveguide CO₂ Laser with Unstable Resonator of Negative Branch

金奎植* · 禹三龍** · 李盈佑*** · 崔鐘云§
(Kyu-Sik Kim · Sam-Yong Woo · Young-Woo Lee · Jong-Woon Choi)

Abstract - We have developed the radio frequency excited slab waveguide CO₂ laser. The dimension of active area is 2×40×400 mm to get a laser gain. Two pieces of concave mirror are used to make the unstable resonator of negative branch. The radio frequency is 123 MHz and RF input power is from 100 to 900 W. The laser gas is set to a pressure of 10 ~ 60 torr and the mixing ration is CO₂:N₂:He=1:1:3. The laser output power of 50.9 W was obtained with laser power to RF power efficiency of 6.5 %.

Key Words : slab, CO₂ laser, waveguide, radio frequency,

1. 서 론

Bridges 등에 의하여 1972년 최초로 제안된 슬랩 도파관 (slab waveguide) CO₂ 레이저는 1978년 Lachambre 등에 의해 고주파 횡 여기 방식으로 CO₂ 레이저를 발전시켜 연속 발진 CO₂ 레이저를 처음으로 개발하였으며, 그 후 많은 연구자들에 의해서 슬랩 도파관 CO₂ 레이저가 연구되고 있다[1-5]. 일반적인 슬랩 CO₂ 레이저는 두 개의 전극을 마주보게 배치하고, 전극사이에 100 MHz~150 MHz의 고주파(RF: Radio Frequency)를 가하여 플라즈마를 발생시킨다. 이때 전극 간격을 1~3 mm로 좁게 할 경우에 방전공간은 CO₂ 레이저 파장에 대해서 광도파로(waveguide)로서 작용하게 된다[6].

RF 여기에 의한 슬랩형 도파관 CO₂ 레이저는 일반적인 DC 방전형에 비해 여러 가지 우수한 장점들이 있다. DC 여기 방식의 경우 낮은 압력에서 고 전압을 이용하여 방전을 한다. 따라서 높은 출력을 얻기 위해서는 전원공급기의 크기가 커지고, 가스 순환 장치가 필요함으로 장치가 복잡하게 된다. 반면에 RF 여기 방식의 슬랩 레이저는 가스 순환장치가 불필요하여 시스템의 구성을 간단히 할 수 있고, 밀봉형으로 동작시킬 수 있는 장점을 갖는다. 또한 고전압 여기 방식이 아닌 고주파 여기 방식을 사용함으로써 전원 공급기의 크기도 줄일 수 있다. 고주파 방전으로 전극이 직접 방전에 드러나지 않도록 배치 할 수 있기 때문에 전극의 스퍼터링 현상이 없고, 가스의 열화 및 광학부품의 손상이 적다. 또한 단위 체적 당 방전 입력을 높게 할 수 있으며, 매질의 단위 부피당 여기 에너지가 증가되어 보다 쉬운 레이저 발진이 가능하다.

DC 여기 방식에 비해 10배에서 100배정도 빠르게 혼합가스를 이온화시킬 수 있으므로 레이저의 수명을 오랫동안 유지할 수 있다[7]. 현재 슬랩 CO₂ 레이저는 수 kW급 슬랩 레이저가 상품화 되고 있으며, 도파관이 하나가 매트릭스 형태 즉 2-D(예, 3×13 array)와 가스 냉각장치를 추가적으로 연결하여 출력을 증가시키는 방법도 연구되고 있다.

본 연구에서는 기존 방식보다 크기가 작으면서 더 높은 출력을 얻을 수 있는 Negative branch의 불안정형 공진기형태의 슬랩 도파관 CO₂ 레이저를 제작하여, 그 출력 특성을 실험하였다.

II. 슬랩 도파관의 제작

슬랩 도파관 레이저는 사용하는 공진기의 종류에 따라서 여러 가지로 구분된다.

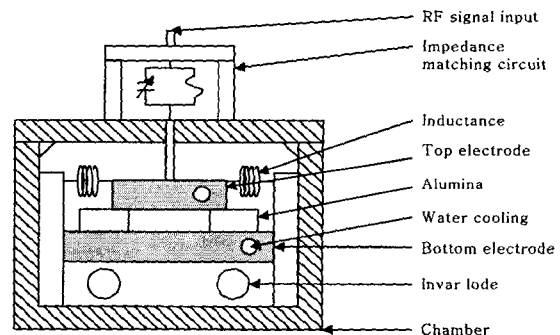


그림 1 RF 여기 슬랩 도파관 레이저의 전면 구조
Fig. 1 Front view of RF-excited slab waveguide laser

일반적인 공진기의 종류로는 멀티모드 공진기[7], 본 실험에서 제작한 불안정 공진기(그림 1), 안정 공진기[8], DOE 공진기(대칭형과 비대칭형), Talbot selector 공진기[9], annular

* 準會員 : 牧園大 工大 電子工學科 碩士課程
** 正會員 : 韓國標準科學研究原 物理標準部 責任研究員
*** 正會員 : 牧園大 工大 電子工學科 教授
§ 正會員 : 湖南大 工大 情報通信工學科 教授
接受日字 : 2003年 05月 15日
最終完了 : 2003年 11月 5日

공진기[10] 등이 있고, 선택한 공진기의 구조에 따라서 반사경의 형태가 결정된다. 그림 1은 본 실험에서 제작한 슬랩 도파관 CO₂ 레이저의 구조로 반사경 쪽에서 바라본 그림이다. 고주파 횡 여기 방식으로 알루미늄으로 만든 전극에 RF신호가 인가된다. 전극에서 발생하는 열을 배출시켜주기 위하여 전극 내부에 냉각수를 흘려보내는 확산 냉각법을 이용하였다. 공진기의 구조는 불안정 공진기(unstable resonator)이고 전극의 종방향으로 균일한 전계분포를 만들기 위해서 전극의 양 옆 종방향으로 인덕터를 부착하였다. 또한 공진기의 길이가 온도에 따라 변화하므로 인하여 레이저 출력이 변동되는 것을 방지하기 위해 직경 20 mm의 수정봉 위에 반사경을 설치하였다. 고주파 증폭기와 방전전극 사이의 임피던스 매칭을 위해 가변형 커패시터와 인덕터로 이루어진 임피던스 매칭회로를 전극 앞단에 설치하였다. 그림 2는 위쪽에서 바라본 공진기의 사진이다.

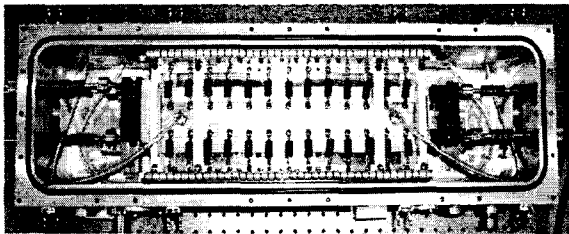


그림 2 공진기의 사진
Fig. 2 Photograph of the resonator

2.1 방전 전극과 반사경

그림 3은 알루미늄으로 만들어진 전극의 구조이다. 400 mm의 길이의 두 전극사이에 두께가 2 mm인 알루미늄 판을 넣어 전극간격을 2 mm, 전극의 폭을 40 mm로 만들었다. 따라서 슬랩형 전극에 RF를 인가하면 전극 면적인 2×40×400 mm 크기의 플라즈마가 발생한다.

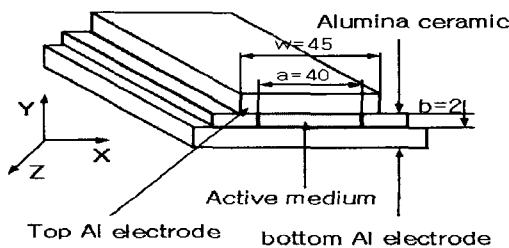


그림 3 레이저 공진기의 구조
Fig. 3 Schematic view of the laser resonator

슬랩 레이저에서 방전 전극의 온도가 약 20 °C에서 100 °C로 증가 할 때 레이저의 출력은 약 25 % 감소를 하게 되므로[7], 고주파 방전시 전극의 온도 상승을 감소시키기 위해서 양쪽 전극 모두에 냉각수를 연결하였다. 레이저의 이득구간으로 작용하는 전극에서 X축 방향의 프리넬 수와 Y축 방향의 프리넬 수는 다음 식과 같이 표시할 수 있다.

$$N_x = \left(\frac{b^2}{L\lambda}\right) \gg N_y = \left(\frac{a^2}{L\lambda}\right) \tag{1}$$

여기서 a는 전극의 간격이며, b는 전극의 폭(40 mm), L은 전극의 길이이며, λ는 레이저의 파장이다. 식 (1)에서 N_x가 N_y보다 크기 때문에 안정형 공진기(stable resonator)로 만들면 회절손실이 발생하여 집광력이 좋은 광을 얻을 수 없기 때문에 불안정 공진기로 제작하였다.

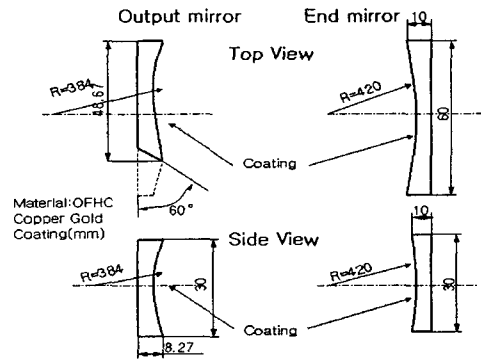


그림 4 미러 구조
Fig. 4 Mirror configuration

그림 4은 실험에 사용한 반사경을 나타내고 있다. 오목한 출력경과 오목한 전반사경의 곡률반경은 각각 R₁=380 mm와 R₂=420 mm이다. 불안정 공진기용 반사경은 구리를 재질로 사용하였고, 반사 표면이 산화되는 것을 방지하면서 반사율을 높이기 위해서 금 코팅하여 사용하였다. 여기서, 출력경의 투과율(output coupling) T는 1-1/m=8.6 %이고, geometrical magnification m은 |R₁/R₂|=1.094이다.

2.2 임피던스 매칭과 공진주파수

전극의 임피던스와 고주파 증폭기의 임피던스(50 Ω)값이 서로 같을 값일 경우 레이저 공진기의 양 전극에 가하는 RF 신호가 모두 전달된다. 즉 두 장치들이 상호간에 임피던스 매칭이 되지 않을 경우 반사파가 발생하게 된다. 레이저 공진기의 양전극에 RF 증폭기에서 발생하는 에너지의 일부는 입사되지 못하고 증폭기 쪽으로 반사되며, 이에 따른 손실이 발생하게 된다. 따라서 두 개의 장치가 임피던스 매칭이 되어야 RF 증폭기에서 발생된 모든 RF 에너지가 플라즈마 발생에 사용될 수 있다.

이러한 반사파를 최소화하기 위해서 사용된 임피던스 매칭회로는 그림 5와 같이 가변형 커패시터(C_m) 1개와 인덕터(L_m) 1개로 구성하였다. 또한 RF를 길이가 400 mm인 방전전극에 가할 경우 방전전극의 종방향으로 불균일한 전계가 발생하게 된다. 균일한 전계가 형성되어야 균일한 플라즈마가 발생하고[11], 결국 레이저의 출력 및 효율이 증가하게 된다. 균일한 전압분포를 위해서 전극의 종방향 양쪽 옆면에 13개씩 총 26개의 인덕터를 부착하였다.

그림 5는 임피던스 매칭 회로와 고주파 방전관의 등가회로를 보여주고 있다. 먼저 그림 5-(a)는 임피던스 매칭회로를 나타낸 그림이다. 여기서 L은 균일한 전압분포를 위해 연결

한 코일이다. 그림 5-(b)는 방전이 일어나기 전의 등가회로로 RF 전극사이에서 발생하는 커패시터 성분을 표시하였고, 여기서 C_g 는 양전극사이에서 형성된 커패시터이고, C_c 는 그 외 공진기의 커패시터 성분으로 표시할 수 있다. 그림 5-(c)는 RF 방전이 발생한 뒤의 등가회로를 표시하였고, C_s , C_p , R_p 은 각각 sheath 영역에 생기는 커패시터 성분과 plasma 영역에 생기는 커패시터, plasma 저항 값을 의미한다. 그림 5-(d)는 그림 5-(c)를 간략화한 등가회로이다.

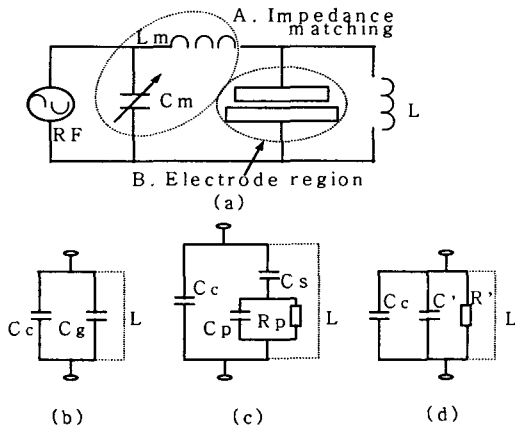


그림 5 레이저 헤드의 등가회로
(a)임피던스 매칭. (b)비방전시. (c)방전시
(d) (c)의 등가회로

Fig. 5 Equivalent circuit of the laser head
(a)impedance matching. (b)stop laser.
(c)run laser. (d)equipment circuit of (c).

먼저 그림 5-(b)에서 레이저가 동작하지 않을 경우에 전극 사이의 RF 공진 주파수 f_{stop} 는 다음과 같다.

$$f_{stop} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(Cc + Cg)}} \quad (2)$$

식(2)에 의해서 입력 주파수(RF)를 123 MHz로 사용하였다. 그러나 그림 5-(c)에서 고주파 방전이 시작되었을 때 전극사이의 RF 공진주파수 f_{run} 는 다음과 같다.

$$f_{run} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(Cc + C')}} \quad (3)$$

또한 그림 5-(d) 등가회로에서의 공진기 어드미턴스 Y는 (L은 생략) 다음과 같다.

$$Y = \frac{1}{R'} + iw(C' + Cc) \quad (4)$$

여기서, C'값과 R'값은

$$C' = \frac{Cs + w^2 Cp Cs (Cp + Cs) Rp^2}{w^2 (Cp + Cs)^2 Rp^2 + 1} \quad (5)$$

$$R' = \left(\frac{Cp + Cs}{Cs}\right)Rp + \frac{1}{w^2 Cs^2 Rp} \quad (6)$$

이다. (2)식과 (3)식을 비교하면 f_{stop} 과 f_{run} 이 같지 않다는 것을 알 수 있다. 이것은 단위체적당 여기전압을 증시키면 C'의 값과 Rp'의 값이 증가되기 때문이다[13]. 또한 입력 주파수(123 MHz)와 실제 레이저가 동작할 경우 플라즈마 내의 공진 주파수가 다르기 때문에 RF 반사파가 발생하는 원인이기도 하다. 여기서 여러 가지 파라미터의 값(압력, 온도, RF 입력 전압, 가스혼합비율 등)에 따라서 (5)식과 (6)식의 값들이 변한다는 것이다. 따라서 공진기의 임피던스 값의 변화에 의해서 반사파도 변화하게 될 것이다. 결국 이러한 반사파를 최소화하기 위해서 임피던스 매칭회로인 C_m 과 L_m 을 연결하였다.

2.3 레이저의 예상 출력

슬랩 도파관 CO₂ 레이저의 RF가 123 MHz, 가스 혼합 비율은 CO₂:N₂:He=1:1:3, 입력파워를 900 W, 가스의 압력을 40 torr로 할 경우 단위 체적 당 최대 출력 값을 계산해보았다.

일반적인 고출력 레이저와 마찬가지로 슬랩 도파관 레이저도 온도에 따라서 출력이 달라진다. 실제 가스의 온도가 400 K일 경우 가장 좋은 레이저의 출력이 나온다. 또한 600 K이상 되면, 온도에 의해 밀도 방전이 소멸되어 레이저의 출력이 감소하게 된다[7].

계산에서 사용된 가스의 온도를 T_k 라 할 경우, plasma 영역에서의 가스의 온도(T_p)를 400~500 K, sheath 영역에서의 가스의 온도(T_s)를 500~600 K라고 가정하였다. 여기서 k(p 또는 s)는 plasma 영역과 sheath 영역을 나타낸다. 또한 방전이 시작되면 양쪽 전극 사이에 음이온과 양이온의 이동속도 차에 의해서 전극 주변에 음이온보다 양이온이 더 많은 sheath 영역이 발생하며, 이 영역의 폭 d_s 는 다음과 같다[12].

$$d_s = \frac{42 [mm MHz]}{f [MHz]} \quad (7)$$

여기서 f는 RF 인가 주파수이다.

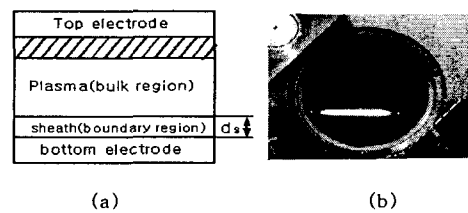


그림 6 RF 방전
(a) 슬랩 도파관 레이저의 단면적
(b) 방전하는 사진

Fig. 6 RF discharge
(a) Cross section of slab waveguide laser. (b) Photograph of the discharge cross section

양 전극사이에서 플라즈마가 발생하는 기하학적인 구조는 그림 6-(a)이며, 그림 6-(b)는 실험시 전반사경을 제거한 후 방

전모습을 찍은 사진이다. 여기서 d_s 는 sheath 영역의 두께이다. 양이온과 음이온의 속도 차에 의해서 양전극에 sheath 영역이 발생하게 되며 대부분의 레이저의 출력이 나오는 부분은 plasma 영역이다. 따라서 이 두 영역에 대한 출력 값을 계산한 후 더해서 최종 출력 값을 구하였다.

먼저, 정상 상태에서 R_{3-k} 와 R_{4-k} 를 여기 율(펌핑)이라 하면, 다음과 같이 표현 할 수 있다.

$$R_{3-k} = A(n_3 - n_1) + (n_3 - n_{30}) \times \left(\frac{1}{\tau} + K_{wallCO_2} \right) - R_{4-k} \quad (8)$$

$$R_{4-k} = \frac{n_4 - n_{43}}{\tau_{43}} \quad (9)$$

여기서, $k(p$ 또는 $s)$ 는 plasma 영역과 sheath 영역에서의 여기 율을 나타내며, τ 는 상대적인 life time을 나타낸다. n_{43} 과 n_{30} 은 열평형 상태에서의 펌핑 밀도로서 다음과 같다[14].

$$n_{43} = \frac{N_{N_2}}{N_{CO_2}} n_3 \quad (10)$$

$$n_{30} = \frac{N_{CO_2}}{Z} \left(\exp\left(\frac{h\nu_1}{kT_k}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (11)$$

여기서, Z 는 CO_2 진동 분할 함수이며, N_j ($j=CO_2, N_2$)가스의 밀도, Z 는 CO_2 의 진동함수[14]이며, k 는 볼츠만 상수를 나타낸다. n_i ($i=1,3,4$)는 단위 체적당 i 모드(n_1, n_3, n_4 는 각각 대칭 신장모드, 굴곡 신장모드, 비대칭 신장모드)의 최대 에너지(E_i)로서 (12)식과 같다[15].

$$n_i = E_i/h\nu_i \quad (12)$$

(ν_i 는 i 모드의 첫 번째 여기 상태의 주파수로써 $\nu_1=40.08$ THz, $\nu_3=70.42$ THz, $\nu_4=69.85$ THz이고, h 는 플랑크 상수이다.) K_{wallCO_2} 는 전극의 벽에 의해서 발생하는 CO_2 분자의 비 여기 율 이다[16]. A 는 Einstein 계수, τ_{43} 은 lifetime을 나타낸다.

이제 R_i ($i=1,3,4$)가 단위 체적당 여기(펌핑) 율이라 할 때 분포함수 f (가정, Maxwell-Boltzmann 분포)와 진동 여기 단면적 Q_{ex} 의 적분형태로 얻어질 수 있다.

$$R_i = n_e N_j \int_0^\infty V_e Q_{ex-1}(u) f(u) du \quad (13)$$

여기서 u 는 전자의 에너지이다. V_e 는 전자 열 속도로서, 식 (14)와 같다.

$$V_e = \sqrt{\frac{2eu}{m_e}} \quad (14)$$

여기서, $f_b(u)$ 는 Maxwell-Boltzmann 분포 함수로서 다음과 같다.

$$f_b(u) = 2 \sqrt{\frac{u}{\pi T_e^3}} \exp\left(\frac{-u}{T_e}\right) \quad (15)$$

T_e 는 전자의 온도이다.

이제 (9)식의 해를 (15)식에 대입하면 n_3 와 n_1 사이의 밀도 차인 Δn 을 얻을 수 있다. 또한 Δn 을 이용해 small signal gain을 (16)식처럼 얻을 수 있다.

$$g_0 = \sigma_s \Delta n \quad (16)$$

여기서, σ_s 은 P(20)에서 유도 방출 단면적이다[17].

$$\sigma_s = \left[\frac{8.9 \times 10^{-20}}{\sqrt{T_g}(p_{CO_2} + 0.73p_{N_2} + 0.60p_{He})} \exp\left(\frac{-215}{T_k}\right) \right] \quad (17)$$

(13)식을 이용하여 plasma 영역과 sheath 영역에서 온도 T_k 의 함수로서 R_{3-k} 와 R_{4-k} 를 구하여 (12)식과 (13)식에 대입하면 각각의 영역에 대한 예상 출력을 계산할 수 있다.

$$\frac{P_{plasma}}{S} \cong 2d_p h\nu (R_{3-p} + R_{4-p}) \quad (18)$$

$$\frac{P_{sheath}}{S} \cong 2d_s h\nu (R_{3-s} + R_{4-s}) \quad (19)$$

여기에서, S 는 전극의 면적이고, d_p 와 d_s 는 각각 plasma 영역과 sheath 영역의 두께이다. 계산결과, plasma 영역에서 2.3 kW/m^2 , sheath 영역에서는 1.2 kW/m^2 이었다. 따라서 총 출력 예상 값은 이 둘을 합한 값인 3.5 kW/m^2 이다.

III. 실험 및 결과

실험 조건은 RF 입력 주파수가 123 MHz이고, 가스의 혼합비율은 $CO_2:N_2:He=1:1:3$ 을 사용하였다. 공진기 내의 압력은 10~60 torr까지 10 torr씩 변화시켰고, 입력 파워는 100~900 W까지 100 W 씩 증가시키면서 레이저의 출력과 반사파를 측정하였다. 전체적인 실험 구성도는 그림 7과 같다.

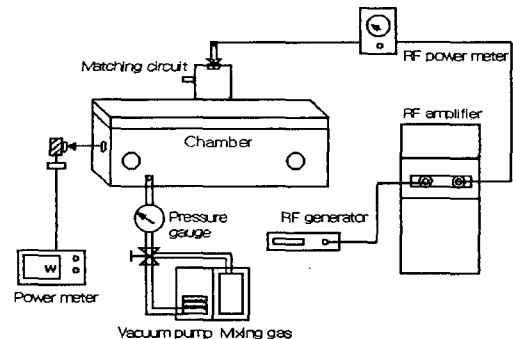


그림 7 실험장치도의 구조
Fig. 7 Schematic view of the experimental setup

RF Generator는 MRCONI 사의 모델명 2022C, RF Amplifier는 최대 증폭이 2 kW인 AR 사의 1000 LM, 레이저 출력 측정 장치는 최고 150 W까지 측정할 수 있는 OPHIR사의 NOVA를 사용하였다. RF power meter로는 BIRD사의 model-43 을 이용하여 RF 증폭기에서 공진기로 들어가는 입력 파워와 반사파를 모두 측정하였다.

그림 8은 RF 입력 파워에 대한 레이저의 출력값을 보여주고 있다. 압력이 증가할수록 출력이 증가하는 모습을 볼 수가 있다. 10 torr 의 경우 RF 입력 파워를 증가시켜도 출력이 10 W 이상은 넘지 못하고 있다. 이것은 단위 체적 당 전자의 수가 제한되어 있기 때문에 RF 입력 파워를 증가 시켜도 출력은 한계가 있다는 것을 보여 주고 있다. 또한 40 torr 이상의 압력, 즉 50 torr와 60 torr의 경우에 40 torr보다 더 낮은 출력값을 보여 주고 있다. 이것은 전극에 의한 전자의 quenching 현상으로 볼 수 있다[16]. 본 실험 조건에서 최대 파워는 압력이 40 torr, RF 입력 파워가 900 W일 경우 50.9 W(3.2 kW/m²)로 측정되었다.

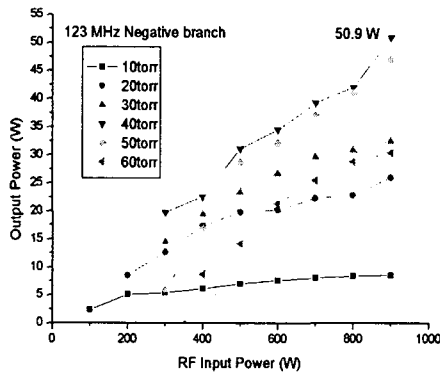


그림 8 RF 입력파워와 레이저의 출력
Fig. 8 Optical output power versus average RF input power

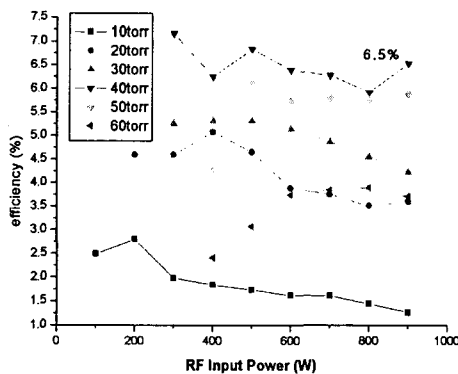


그림 9 RF 입력파워와 레이저의 효율
Fig. 9 Laser efficiency versus average RF input power

그림 9은 RF 입력 파워에 대한 출력을 효율로 나타낸 그림이다. 최고치의 레이저 출력인 40 torr, 900 W에서 가장 좋은 효율을 보여 주고 있으며, 효율은 6.5 %이다.

10~30 torr에서 RF 입력 파워가 300 W 이상이 되면 효율이 증가 하지 않고 감소하는 것을 볼 수가 있으며, 40 torr에서는 400 W 이상의 RF 입력 파워에서는 효율이 크게 증가하지 않는 것을 볼 수가 있다. 또한 50~60 torr의 경우에

는 800 W 이상의 RF 입력 파워에서 효율은 크게 증가하지 않았다. 즉 어떠한 압력에서 어느 이상의 RF 입력 파워가 인가시 효율 면에서는 크게 증가하지 않는 것을 알 수 있다.

그림 10은 RF 입력 파워와 압력에 대한 반사파를 보여주고 있다. 압력이 증가할수록 반사파가 작아지고, RF 입력 파워가 증가할수록 반사파가 커지는 것을 볼 수 있다. 또한 10~40 torr의 압력에서 300 W, 그리고 50~60 torr의 압력에서는 600 W 이상의 RF 입력 파워에서 반사파가 서서히 증가하는 것을 볼 수 있다. 이것은 공진기의 단위체적당 여기 전압을 증가시키면, 어드미턴스 값인 R'와 C'값들이 변화되어 방전 임피던스 값이 변화함을 알 수 있다. 따라서 이러한 비임피던스 매칭으로 인한 반사파로 인해 이론적인 계산 결과값(3.5 kW/m²)와 실험 측정값(3.2 kW/m²)의 오차가 생기는 가장 큰 원인이다.

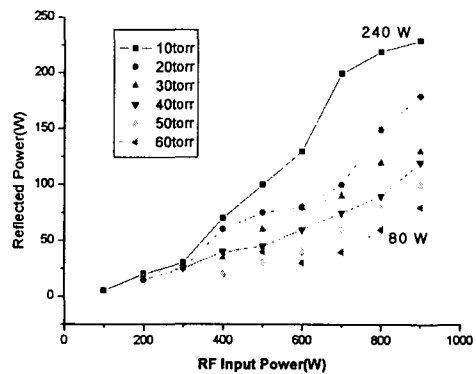


그림 10 RF 입력파워와 RF 반사파
Fig. 10 Reflected RF power versus average RF input power

IV. 결론

RF 여기에 의한 슬랩 도파관 CO₂ 레이저를 제작하여, 레이저의 출력을 실험하였다. 공진기의 크기는 2×40×400 mm이고, 오목경 두 개를 사용하였으며 불안정 공진기의 구조를 이루고 있다.

실험 조건은 RF 여기 주파수를 123 MHz, 가스의 혼합 비율은 CO₂:N₂:He=1:1:3, RF 입력 파워는 100~900 W, 압력은 10~60 torr까지 증가시키면서 레이저의 출력과 반사파를 측정하였고 효율을 계산하였다. 또한 동일한 조건에서의 이론적인 레이저의 출력값은 3.5 kW/m²로 계산되었다.

실험결과 최대 파워는 압력이 40 torr, RF 입력 파워가 900 W일 경우 50.9 W(3.2 kW/m²)로 측정되었고, 효율은 6.5 %이다. 단위 체적 당 여기 전압과 전자의 수 즉, 압력이 증가 할수록 출력 또한 증가하는 것을 볼 수가 있었다. 하지만 효율의 관점에서는 고정된 압력에 어느 이상의 RF 입력 파워가 되면 플라즈마 저항(R')과 플라즈마 캐패시터(C')의 값이 증가 되어 결국 임피던스 매칭 문제로 인한 반사파가 증가 된다는 것을 볼 수가 있었다. 또한 이론값과 실험값의 가장 큰 오차의 원인이기도 하다. 따라서 향후 RF 입력 신호의 증가에 따른 임피던스 매칭 문제를 해결하고, 불안정 공진기에서 발생하는 빔세기의 분포를 가우시안 분포에 근접하게 하는 것이다.

감사의 글

본 연구는 2002년도 과학기술부의 국제공동연구지원 사업(M6-0142-00-0007)에 의하여 이루어진 연구로서, 관계부처에 감사드립니다.

참 고 문 헌

[1] J. L. Lachambre, Appl. Phys. Lett, v.32, 1978.
 [2] K. M. Abramski, E.F. Plinski, K. Baczyk, "New resonators for slab-waveguide lasers", SPIE, v. 3186, pp. 167-176, 1997.
 [3] R. Nowack, H. Bochum, T. Hall, K. Wessel, "High power coaxial CO₂ laser", SPIE, v. 3092, pp. 88-99, 1997.
 [4] Antonio Lapucci, Francesco Rossetti, "Working properties of compact RF-excited CO₂ slab lasers", SPIE, v. 3092, pp. 196-200, 1997.
 [5] R. Nowack, H. Opower, U Schaefer, K. Wessel, "High power CO₂ laser waveguide laser of the 1 kW category", Proceedings of SPIE, v. 1276, pp. 18, 1990.
 [6] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker, "Power scaling of large area transverse radio frequency discharge CO₂ lasers", Appl. Phys. Lett, v54, pp. 1833-1837, 1989.
 [7] Krzysztof M. Abramski, Alan D. Colley, "High-power two-dimensional waveguide CO₂ laser arrays", IEEE J. Quantum Electronics, v. 32, pp. 340-349, 1996.
 [8] P. E. Jackson, H. J. Baker, D. R. Hall, "A CO₂ large area laser using a hybrid waveguide unstable resonator", Appl. Phys. Lett., v. 54, pp. 1950-1952, 1989.
 [9] K. M. Abramski, E. F. Plinski, Witkowski, P. A. Duda, R. Nowicki, "New resonator for slab-waveguide lasers", SPIE, v3186, pp. 167-176, 1997.
 [10] A. Lapucci, F. Rossetti, P. Burlamacchi, "Beam properties of an RF discharge annular CO₂ laser", Optics communications v. 111, 290-296, 1994.
 [11] Antonio Lapucci, Francesco Rossetti, Marco Ciofini, "On the longitudinal voltage distribution in radio-frequency discharged CO₂ lasers with large area electrodes", IEEE J. Quantum Electronics, v. 31, pp. 1537-1542, 1995.
 [12] Youn-Myung Kim, chan Eui Youn, and jung Woong Ra, "Methode for reducing the longitudinal voltage variation in transverse radio-frequency discharge waveguide lasers", J. Appl. Phys. v.54, pp. 1127-1129, 1990.
 [13] Edward F. Plinski, Jerzy S. Witkowski, K. M. Abramski J. Phys. D, "Algorithm of RF-excited slab-waveguide laser design", Appl. Phys. v. 33, pp. 1823-1826, 2000.

[14] S. Sazhin, P. Wild, C. Leys, D. Toebaert and E. Sazhina, "The three temperature model for the axial flow CO₂ laser", J. Phys. D, v. 26, pp. 1872-1883, 1993.
 [15] S. Muller and J. Uhlenbusch, "Influence of turbulence and convection on the output of a high-power CO₂ laser with a fast axial flow", J. Phys. D, v. 20, pp.697-708, 1987.
 [16] Naoya Matsuoka, Shigeru, Yamaguchi, "Theoretical analysis of the radio frequency excited slab CO₂ laser", Jpn. J. Appl. Phys, v. 38, pp. 6340-6346, 1999.
 [17] H. Hara and S. Nakao, "Effects of foreign gas on the small signal gain of a thermally pumped CO₂ laser", Optics. communication, v. 27, pp415-418, 1978.

저 자 소 개



김 규 식 (金奎植)

1977년 1월 24일생. 2002년 목원대학교 전자공학과 졸업. 2002년 3월~현재 목원대학교 IT공학과 석사과정
 E-mail: sufrog@hotmail.com



우 삼 용 (禹三龍)

1981년 서울대학교 기계공학과 학사. 1998년 충남대학교 기계공학과 박사. 1986년~현재: 한국표준과학연구원. 압력진공그룹, 책임연구원
 E-mail: sywoo@kriss.re.kr



이 영 우 (李盈佑)

1959년 4월 29일생. 경희대 전자공학과 학사, 공학석사. 1990년 일본 Keio Univ 대학원. 전기공학과 졸업(공학박사). 1990~1992년 독일 Max-Planck 연구소(괴팅겐 소재)연구원. 1992~현재 목원대학교 전자공학과 교수.
 E-mail: ywlee@mokwon.ac.kr



최 중 운 (崔鐘云)

1959년 2월 16일생.
 단국대학교 전자공학과 학사, 석사, 박사.
 1988: 한국표준과학연구원 책임연구원
 2000: 호남대학교, 정보통신공학과 교수
 E-mail: woon@honam.ac.kr